ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 22 SEPTEMBRE 1924.

PRÉSIDENCE DE M. A. D'ARSONVAL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Nicolas Saltykow**, professeur de Mathématiques à l'Université de Belgrade, qui assiste à la séance.

MÉCANIQUE RATIONNELLE. — *Sur l'ordre d'un système non holonome.* Note de M. **Paul Appell.**

Imaginons un système matériel, à k degrés de liberté, dont le déplacement virtuel le plus général, compatible avec les liaisons à l'instant t, s'obtient en donnant à k paramètres $q_1, q_2, \ldots, q_k$, des accroissements infiniment petits arbitraires $\delta q_1, \delta q_2, \ldots, \delta q_k$. Si, d'après la terminologie de Hertz, le système est holonome, on peut faire choix de paramètres tels que les équations de Lagrange s'appliquent aux k paramètres. Si le système n'est pas holonome, il est utile d'introduire un entier positif qui définit, pour un choix des paramètres, l'ordre du système non holonome. Cet ordre est, pour le choix $q_1, q_2, \ldots, q_k$, le nombre de ces paramètres auxquels les équations de Lagrange ne sont pas applicables. Si l'on désigne par T l'énergie de vitesses et par S l'énergie d'accélérations du système

$$T = \frac{1}{2}\Sigma m V^2, \qquad S = \frac{1}{2}\Sigma m J^2,$$

l'ordre est le nombre des différences

$$\Delta_\nu = \left[\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_\nu}\right) - \frac{\partial T}{\partial q_\nu}\right] - \frac{\partial S}{\partial q''_\nu}$$

$$(\nu = 1, 2, \ldots, k)$$

qui ne sont pas nulles. Cet ordre peut changer avec le choix des paramètres. Mais il existe un *ordre essentiel* attaché au système : cet ordre essentiel est la plus petite valeur que peut prendre l'ordre, quand on fait varier arbitrairement le choix des paramètres. Si, pour un système, cet ordre essentiel est *nul*, le système est holonome.

Par exemple, le cerceau est un système matériel à 3 degrés de liberté, d'ordre essentiel 2.

Dans ce qui précède je suppose les liaisons réalisées de telle façon que l'équation générale de la dynamique, déduite du principe de d'Alembert et du théorème des travaux virtuels, soit applicable. Il faut réserver pour un examen particulier les liaisons spéciales réalisées par *asservissement*, que M. Beghin a étudiées dans sa thèse « Étude théorique des compas gyrostatiques Anschütz et Sperry », thèse n° 1727, soutenue le 20 novembre 1922 devant la Faculté des Sciences de l'Université de Paris.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Retour sur la théorie de l'éclair fulgurant.* Note [1] de M. E. MATHIAS.

1. La théorie de l'éclair fulgurant donnée récemment [2] consiste essentiellement en ceci : le passage d'une décharge électrique naturelle à travers l'air transforme celui-ci en un air condensé dont la température, autant qu'on en peut juger par sa lumière éblouissante, est excessivement élevée.

Cet air condensé (*reste d'éclair*) a une densité un peu supérieure à celle de l'air extérieur ; *il tombe donc*, pendant que la surface de discontinuité qui le sépare de l'air extérieur et qui est le siège d'une tension superficielle agit à la façon d'une surface rétractile qui emprisonnerait le reste d'éclair en obligeant sa surface à diminuer constamment quand le temps augmente et à tendre vers la surface minima.

L'air condensé du reste d'éclair, étant un corps fortement endothermique, explose spontanément quand sa température s'est suffisamment abaissée. Cette explosion, qui donne naissance au bruit propre de l'éclair fulgurant, est ainsi consécutive au passage de la décharge dans l'air primitif.

Dans le cas général, le refroidissement du reste d'éclair est excessivement rapide et sa disparition par explosion spontanée ne montre pas de

---

[1] Séance du 15 septembre 1924.

[2] E. MATHIAS, *Comptes rendus*, t. 179, 1924, p. 136 et 372.

variation sensible de sa forme extérieure, pas plus que sa chute n'est appréciable.

Exceptionnellement, le refroidissement peut être assez lent pour que le reste d'éclair se sectionne en segments lumineux équidistants séparés par des espaces obscurs (*éclair en chapelet*). Plus exceptionnellement encore, le refroidissement est assez lent pour que la tension superficielle du reste d'éclair amène celui-ci à la surface minima qui est sphérique.

Première objection. — L'air porté à une haute température n'est pas incandescent.

Cette remarque est la meilleure preuve que le reste d'éclair n'est pas constitué par de l'air simplement très chaud. Le reste d'éclair est un *air condensé*, c'est-à-dire un fluide autre que l'air et d'une densité beaucoup plus grande que lui *à la même température*.

Deuxième objection. — La théorie proposée paraît supposer que le reste d'éclair se comporte comme un *corps optiquement noir*, parce que, de sa couleur blanche, jaune ou rouge, on en a conclu une valeur approchée de sa température.

Le raisonnement fait étant purement qualitatif et ayant seulement pour but de démontrer que le reste d'éclair *qui tombe* est un air condensé, l'objection faite ne porte pas.

Troisième objection. — Tout le raisonnement suppose l'existence d'une tension superficielle régnant à la surface du reste d'éclair.

Comme l'observation de M. Kœchlin [1] montre un éclair fulgurant passé de la forme sensiblement linéaire à la forme sphérique, c'est-à-dire à la surface minima, on doit en conclure nécessairement l'existence d'une tension superficielle. On a souvenance d'un célèbre cours de mathématiques sur les surfaces minima, où les déductions théoriques étaient vérifiées par les surfaces obtenues à l'aide de carcasses de fils de fer et d'un liquide glycérique convenable. Inversement, quand on voit la surface du reste d'éclair tendre vers sa forme minima, on est bien en droit de conclure qu'une tension superficielle règne à la surface du reste d'éclair. D'ailleurs, l'ovalisation de l'éclair sphérique sous l'influence d'un courant d'air est significative à ce point de vue.

D'autre part, comme l'éclair sphérique explose finalement (sauf certains cas exceptionnels dont il est aisé de donner l'explication), il en résulte que, dans ce cas tout au moins, le reste d'éclair est un corps explosif, c'est-à-dire,

---

[1] *La Nature*, n° 2623, 12 juillet 1924. *Supplément*.

d'après les mémorables expériences de Marcelin Berthelot, un corps *endothermique*. On aboutit donc, dans le cas de l'éclair sphérique, et d'une façon nécessaire, aux conclusions de notre théorie.

2. On peut soutenir avec raison qu'une théorie nouvelle doit se démontrer dans le cas général, et non dans le cas exceptionnel comme celui de l'éclair sphérique, qu'on ne voit pas quand on le voudrait et pour lequel beaucoup de bons esprits, à l'exemple de E. Mascart, craignent des confusions provenant de la persistance des impressions lumineuses sur la rétine d'un observateur aveuglé par une lumière extraordinairement riche en rayons ultra violets.

Le cas général de l'éclair fulgurant linéaire est étudié objectivement par les photographies prises par B. Walter (¹) que le professeur G. Melander reproduit dans un Mémoire récent (²). Il s'agit de photographies d'éclairs dans lesquelles la plaque photographique était déplacée horizontalement d'un mouvement uniforme. La figure 5 (p. 26 du Mémoire) contient cinq photographies d'éclairs : les quatre premières sont visiblement obtenues au bout de temps équidistants de θ, la cinquième au bout d'un temps voisin de 7θ.

Pour un observateur non prévenu, les trajectoires principales des 5 éclairs sont superposables par translation rectiligne. L'éclair n° 1 ($t = 0$) offre des branches adventives dont quelques-unes sont très longues ; l'éclair n° 2 ($t = \theta$) offre les mêmes branches latérales plus courtes ; l'éclair n° 3 ($t = 2\theta$) et l'éclair n° 4 ($t = 3\theta$) ne présentent plus que des branches adjacentes petites ou nulles ; l'éclair n° 5 ($t = 7\theta$) est réduit à sa trajectoire centrale.

M. le professeur Melander dit textuellement ceci :

« Au commencement, on a des décharges préliminaires qui, par une espèce de tâtonnement, cherchent à préparer la voie à l'éclair définitif. Presque tous les éclairs, aussi bien les préliminaires que les finaux, ont des branches, quelquefois très fortes qui, dans toutes les décharges répétées, aboutissent aux mêmes points isolés de l'atmosphère. »

Cette explication d'allure trop anthropomorphique, il est aisé de la remplacer par quelque chose de plus satisfaisant au point de vue physique.

(¹) B. Walter. *Ueber die Entstehungsweise des Blitzes* (*Jahrbuch der Hamburgischen Wissenschaftlichen Anstalten*, t. 20, 1903).

(²) G. Melander, *Sur l'origine commune de toutes les décharges électriques dans l'atmosphère* (*Annales Academiæ Scientiarum fennicæ*, série A, t. 23, n° 6, 1924).

C'est un fait d'observation bien connu que certains nuages orageux donnent des éclairs sensiblement équidistants dans le temps, à certains moments. Cela s'explique ainsi. Le rayon d'alimentation des canaux de décharge est assez limité, d'après les expériences de H. Norinder. L'immensité de la capacité électrostatique des nuages orageux permet à la décharge de se reproduire au bout de temps sensiblement équidistants d'une certaine quantité θ, de même qu'une machine électrostatique, dont le disque tourne d'une manière uniforme, donne des étincelles équidistantes dans le temps entre les armatures de la machine.

Pourquoi, dans les conditions de la figure 5 de B. Walter, les éclairs fulgurants qui se succèdent ont-ils la même forme dans l'espace? C'est que le *reste de l'éclair n°* 1, qui est demeuré dans l'espace, sensiblement en place, n'étant tombé que d'une quantité très faible, sous-tendant un angle sensiblement nul à partir de l'appareil photographique, *constitue dans l'espace un chemin de moindre résistance par lequel passent les décharges consécutives de même voltage.*

La forme générale des trajectoires demeure donc la même, mais l'éclair n° 2 ($t = \theta$) présente des branches adjacentes moins développées que celles de l'éclair n° 1 ($t = 0$) parce que *celles-ci se sont rétractées pendant le temps* θ *sous l'influence de la tension superficielle.* Il en est de même quand on passe à l'éclair n° 3 ($t = 2\theta$) et ainsi de suite.

Enfin, non seulement l'éclair n° 5 ($t = 7\theta$) n'a plus de branches adjacentes, car il est réduit à sa trajectoire centrale, *mais il est plus court que les autres de plus d'un dixième.*

Nous ne tirerons pas argument de cette dernière particularité qui est susceptible de plusieurs interprétations.

L'influence de la tension superficielle est donc rendue évidente dans le cas général de l'éclair fulgurant.

A propos de la découverte, non encore confirmée, d'un *nouveau satellite de Jupiter*, annoncée par la presse, M. **Maurice Hamy** résume, devant l'Académie, l'état de nos connaissances sur les satellites des planètes. Il insiste sur l'intérêt que présenterait le nouvel astre, au point de vue cosmogonique, au cas où il décrirait son orbite, dans le sens rétrograde, autour de la planète.

M. **H. Lecomte** fait hommage à l'Académie du tome troisième, fascicule 4, de la *Flore générale de l'Indo-Chine*, publiée sous sa direction : *Rubiacées* (fin), par J. Pitard; *Valérianacées* et *Dipsacées*, par J. Arènes; *Composées*, par F. Gagnepain.

M. **Aimé Witz** fait hommage à l'Académie de la quatrième édition de son Ouvrage intitulé : *Thermodynamique à l'usage des ingénieurs*.

NOMINATIONS.

M. le **Maire de la ville de Dieuze**, (Moselle), invite l'Académie à se faire représenter, le 5 octobre prochain, à l'inauguration de la plaque commémorative qui sera apposée sur la maison natale de *Charles Hermite*.

L'Académie désigne M. **Henri Andoyer**.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Muséum national d'Histoire naturelle (Chaire de Culture). *Plantes ornementales herbacées de plein air et rosiers*, par J. Gérôme. (Présenté par M. H. Lecomte.)

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les couples de fonctions d'une variable correspondant aux points d'une courbe algébrique de genre supérieur à l'unité et sur une généralisation d'un théorème de M. Picard.* Note de M. **Georges J. Rémoundos**.

1. J'ai récemment communiqué à l'Académie une notion qui se présente nécessairement lorsqu'il s'agit d'une famille ou d'une suite infinie de fonctions multiformes dans un domaine D. Je la répète ici sous une forme

abrégée, car je me propose de donner une nouvelle notion qui va nous conduire à un théorème important.

Envisageons, pour fixer les idées, une famille (F) de fonctions algébroïdes et finies (cette restriction n'est pas nécessaire) dans un domaine D. Un point $z=a$ de D sera dit *canonique* pour la famille (F) lorsqu'il n'est pas point-limite de l'ensemble (E) des points singuliers de toutes les fonctions $f(z)$ de la famille. Nous dirons aussi que la famille est canonique dans le voisinage de ce point. La famille sera dite *canonique* dans D, lorsque tous les points du domaine *ouvert* D (intérieurs à D) sont canoniques pour la famille; le domaine D sera aussi appelé canonique pour la famille (F).

Nous voyons que la notion précédente ne concerne pas une fonction isolée mais une famille de fonctions. Nous donnerons maintenant une nouvelle notion concernant une fonction isolée.

2. Considérons une fonction $f(z)$ algébroïde et finie à ν branches (pour fixer les idées) dans le voisinage d'un point régulier ou singulier isolé, que nous pouvons ramener à l'origine $z=0$, et une circonférence $|z|=R$ appartenant à ce voisinage. On sait que l'étude des valeurs de $f(z)$ dans le voisinage de $z=0$ peut se ramener ([1]) à celle des valeurs d'une suite infinie de fonctions dans une couronne circulaire de la manière suivante :

Envisageons les circonférences $C_0, C_1, C_2, \ldots, C_n, \ldots$ de centre origine et de rayons respectifs $R, R\theta, R\theta^2, \ldots, R\theta^n, \ldots$, où θ est un nombre positif inférieur à l'unité, et désignons par Δ_n la couronne circulaire comprise entre les circonférences C_n et C_{n+1}. Alors, la transformation $z=\theta^n\zeta$ définit la représentation conforme des couronnes Δ_n et Δ_0, ζ étant l'image dans Δ_0 du point z de Δ_n, et, par conséquent, la fonction $f_n(z)=f(\theta^n z)$ prend dans la couronne Δ_0 les mêmes valeurs que la $f(z)$ prend dans la couronne Δ_n; donc, l'étude de $f(z)$ dans la suite des couronnes $\Delta_0, \Delta_1, \Delta_2, \ldots, \Delta_n, \ldots$ se ramène à l'étude dans la seule couronne Δ_0 de la suite infinie :

$$(1) \qquad f_0(z), \quad f_1(z), \quad f_2(z), \quad \ldots, \quad f_n(z), \quad \ldots.$$

Voici maintenant notre nouvelle notion, qui s'introduit bien naturellement :

Si la suite (1) *est canonique dans la couronne* Δ_0, *nous dirons que la fonction donnée* $f(z)$ *est canonique dans le voisinage du point* $z=0$; *ou bien, ce point est canonique pour la fonction* $f(z)$.

([1]) Voir, par exemple, G. JULIA, *Sur les valeurs d'une fonction uniforme dans le voisinage d'un point singulier essentiel*, p. 52-53, Paris, 1923.

Les points réguliers et les points singuliers isolés, qui ne sont pas essentiels, sont évidemment canoniques et, par conséquent, la nouvelle notion n'intéresse que les points singuliers essentiels isolés, dont l'existence pour les fonctions algébroïdes est bien établie par l'extension aux fonctions algébroïdes des célèbres théorèmes de M. Picard, que j'ai obtenue autrefois ([1]).

Comme exemple de fonction algébroïde canonique dans le voisinage d'un point singulier essentiel isolé $z = 0$, citons une fonction $f(z)$ admettant les points critiques

$$c_n = \mathrm{R}\theta^{n+\frac{1}{n}} \qquad (n = 1, 2, 3, 4, \ldots)$$

dont un se trouve dans chaque couronne D_n. La transformation $z = \theta^n \zeta$ transforme le point singulier $c_n = \mathrm{R}\theta^{n+\frac{1}{n}}$ à son image $\mathrm{R}\theta^{\frac{1}{n}}$ situé dans la couronne Δ_0 et tendant vers R pour $n = \infty$. Donc, les fonctions de la suite (1) ne possèdent dans Δ_0 que les points singuliers

$$\mathrm{R}\theta, \quad \mathrm{R}\theta^{\frac{1}{2}}, \quad \mathrm{R}\theta^{\frac{1}{3}}, \quad \mathrm{R}\theta^{\frac{1}{4}}, \quad \ldots, \quad \mathrm{R}\theta^{\frac{1}{n}}, \quad \ldots,$$

dont l'ensemble n'a qu'un point limite R qui se trouve sur la frontière de la couronne Δ_0. Donc, le point $z = 0$, qui est singulier essentiel, est canonique pour la fonction considérée.

Cette nouvelle notion des points canoniques nous permet maintenant de généraliser un autre théorème important de M. Picard, d'après lequel il est impossible d'obtenir, pour une courbe algébrique de genre supérieur à l'unité, une représentation paramétrique uniforme par des fonctions ayant des points singuliers essentiels isolés ([2]). Voici notre nouveau théorème :

Théorème. — *Il est impossible d'obtenir, pour une courbe algébrique de genre supérieur à l'unité, une représentation paramétrique par des fonctions qui sont algébroïdes et canoniques dans le voisinage de points singuliers essentiels isolés.*

Si les fonctions de la représentation paramétrique sont uniformes dans le

---

([1]) Voir ma *Thèse de doctorat* de l'Université de Paris, p. 6-20, Paris, 1906, reproduite dans les *Annales de la Faculté des sciences de Toulouse*, 2e série, t. 8, p. 1-72 (*Sur les zéros d'une classe de fonctions transcendantes*). Voir aussi *Sur le module et les zéros des fonctions analytiques* (*Comptes rendus*, t. 171, 1920, p. 157).

([2]) E. Picard, *Sur une proposition concernant les fonctions uniformes d'une variable liées par une relation algébrique* (*Bulletin des Sciences mathématiques et astronomiques*, 2e série, t. 12, 1883, p. 107-116); *Démonstration d'un théorème général sur les fonctions uniformes liées par une relation algébrique* (*Acta mathematica*, t. 11, 1887, p. 1-12).

voisinage de points singuliers essentiels isolés, elles y sont nécessairement canoniques et, par conséquent, le théorème de M. Picard se présente comme un cas particulier du nôtre.

ASTRONOMIE. — *Éléments de la planète Alger* M = 1924 PQ. Note (1) de M. Benjamin Jekhowsky, transmise par M. Bigourdan.

J'ai découvert cette planète le 17 janvier dernier et je l'ai suivie photographiquement à l'Observatoire d'Alger jusqu'au 9 avril.

D'après les observations des janvier 17, février 14 et mars 16, j'ai obtenu les éléments suivants :

Époque : 1924 février 14,5 T. M. G.

$$M = 355°30'45'',34$$

$$\left.\begin{aligned} \omega &= 95°54'29'',79 \\ \Omega &= 28°12'19'',05 \\ i &= 11°52'28'',47 \end{aligned}\right\} \begin{array}{c}\text{Équinoxe} \\ \text{et Écliptique} \\ 1924{,}0\end{array}$$

$$\varphi = 12°14'27'',82$$

$$\log a = 0{,}4283953$$

$$\mu = 808'',00434$$

Grandeur = 10,0 + 5Δr, au moment de l'opposition = 12,0.

Ces éléments donnent ces constantes de Gauss :

$$x = r[\bar{1},9979364]\sin(v + 213°36'\ 1'',60),$$

$$y = r[\bar{1},9197729]\sin(v + 127°20'46'',06),$$

$$z = r[\bar{1},7514527]\sin(v + 115°22'46'',93).$$

Représentation :

1924.......		Janv. 17.	Janv. 18.	Janv. 28.	Févr. 5.	Févr. 7.	Févr. 14.	Mars 16.	Avril 3.
Obs.-calc.	Δα...	+0'',1	−0'',3	+0'',4	+1'',4	+0'',8	0'',0	0'',0	−0'',5
	Δδ...	+1'',5	+1'',2	+1'',4	+1'',1	+1'',3	0'',0	0'',0	−0'',4

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Sur la décroissance retardée des neiges australes de Mars et sa coïncidence avec le minimum solaire.* Note de M. **E.-M. Antoniadi**, présentée par M. H. Deslandres.

Ayant mesuré l'arc aréocentrique sous-tendu par les neiges polaires de Mars sur plus d'un millier de dessins exécutés depuis 1856, j'ai pu établir

(1) Séance du 15 septembre 1924.

une éphéméride approximative permanente de l'étendue moyenne des deux calottes polaires pour les diverses longitudes héliocentriques de la planète.

Or, dès les premières observations de 1924, avec la lunette de $0^m,83$ de l'Observatoire de Meudon, que j'ai pu utiliser encore cette année, grâce à l'amabilité de M. Deslandres, je constatai que les dimensions des neiges australes de Mars étaient bien supérieures à celles de la moyenne. Depuis, la calotte polaire s'est montrée longtemps plus étendue que les valeurs normales, ainsi qu'on le verra par le tableau suivant, où la première colonne de chiffres donne la grandeur observée des neiges, la deuxième l'étendue moyenne depuis 1860, et la troisième la différence entre ces deux valeurs :

Date. 1924.	D_o.	D_c.	$\Delta_{(o-c)}$.
Juin 3......	60°	52°	+8°
» 6......	62	52	+10
» 10......	58	51	+7
» 11......	58	51	+7
» 17......	62	50	+12
» 21......	60	50	+10
» 22......	58	49	+9
» 24......	62	49	+13
» 26......	60	48	+12
» 27......	60	47	+13
Juill. 1er....	55	47	+8
» 2......	59	46	+13
» 6......	54	45	+9
» 8......	55	45	+10
» 10......	56	44	+12
» 12......	55	43	+12
» 19......	51	42	+9
» 20......	55	41	+14
» 23......	54	40	+14
» 24......	56	40	+16
» 25......	52	39	+13
Août 1er....	58	38	+20
» 2......	56	37	+19
» 3......	43	36	+7
Août 6......	43°	35°	+8°
» 7......	43	34	+9
» 8......	43	34	+9
» 9......	41	33	+8
» 10......	45	33	+12
» 11......	46	32	+14
» 12......	42	31	+11
» 13......	42	30	+12
» 18......	41	30	+11
» 19......	41	29	+12
» 22......	41	28	+13
» 23......	38	27	+11
» 27......	32	26	+6
Sept. 2......	25	26	−1
» 3......	26	25	+1
» 4......	25	24	+1
» 5......	23	23	0
» 8......	18	22	−4
» 11......	20	22	−2
» 14......	22	21	+1
» 15......	18	21	−3
» 16......	20	20	0
» 17......	22	20	+2
» 18......	26	20	+6

Ainsi, du début de juin à la fin d'août, la calotte neigeuse se montra bien plus grande que la moyenne; mais, les premiers jours de septembre, elle sembla diminuer au point de rentrer dans les dimensions normales,

pour paraître de nouveau un peu plus grande à la fin de ces observations.

Les faibles dimensions apparentes des neiges, en septembre, sont dues surtout à l'excentricité de la calotte par rapport au pôle austral de rotation, qui fait que les neiges paraissent plus petites par une longitude du centre de 210° que par une de 30°. Cette diminution est naturellement plus apparente sur une calotte réduite que sur une grande. De plus, si l'on tient compte aussi de l'irrégularité de contour des neiges, il y a lieu de considérer ces résultats surtout dans leur ensemble. Ils font incontestablement ressortir un retard dans la décroissance de la calotte neigeuse sud; et les dimensions anormales des neiges indiquent que le dernier hiver était rigoureux dans l'hémisphère austral de la planète.

Ayant constaté que, lors du grand minimum solaire de 1913, la calotte polaire nord de Mars paraissait plus étendue qu'à aucun moment depuis 1856, début de la documentation utilisée, et qu'elle décroissait plus lentement encore, par rapport à la moyenne, que la calotte sud en 1924, je n'hésitai pas à attribuer le retard dans la diminution des neiges australes, cette année, à la radiation solaire affaiblie du minimum actuel (1). Les mesures de M. C.-G. Abbot indiquent, en effet, qu'en juin et juillet derniers, la radiation calorifique du Soleil restait inférieure d'environ 2,5 pour 100 à la normale (2).

OPTIQUE. — *Sur une perturbation thermique possible dans l'expérience de Michelson.* Note de M. E. **Brylinski**, présentée par M. Daniel Berthelot.

Traçons dans la salle de l'expérience, par le centre du plateau de Michelson, une perpendiculaire à la composante horizontale de la vitesse absolue de la Terre, et supposons placée sur cette droite, à proximité du plateau, une source de chaleur Q fixe dans la salle.

Dans la première position (3) du plateau, Q sera dans le voisinage du miroir M_1 et la température des diverses parties du plateau ira en décroissant, du miroir M_1 à l'écran E, de telle sorte que, si θ_1 est la température moyenne du bras OM_1, θ_2 celle du bras OM_2 ou du bras OS et θ_3 celle du

(1) *Bulletin de la Société astronomique de France*, t. 38, juillet 1924, p. 299.

(2) *Ibid.*, septembre 1924, p. 363.

(3) Pour la signification des termes employés, le lecteur est prié de se reporter à notre Note *Sur l'expérience de Michelson* (*Comptes rendus*, t. 177, 1924, p. 874).

bras OE, on aura

$$\theta_1 > \theta_2 > \theta_5.$$

Il n'est pas inutile de signaler dès à présent que ni la température du bras OS, ni celle du bras OE ne jouent de rôle dans le résultat de l'expérience. Le long de OS, en effet, l'onde lumineuse n'est pas encore dédoublée, de sorte que l'effet différentiel est nul, et nous avons montré [1] que les écarts de longueur de OE ne produisaient que des différences trop petites pour pouvoir être expérimentalement constatées dans l'état actuel de précision accessible.

Si l'on tient compte de ces éléments, la différence de durée des trajets devient, en se bornant aux termes du second ordre, dans la première position,

$$t_2 - t_1 = \frac{l_0}{c}[\beta^2 - 2\alpha(\theta_1 - \theta_2)].$$

Lorsque le plateau aura fait un quart de tour, avec la lenteur que nécessite le maniement d'un appareil aussi délicat, c'est le miroir M_2 qui sera placé à proximité de la source Q, les températures moyennes des deux bras OM_1 et OM_2 seront θ_3 et θ_4 et l'on aura

$$\theta_4 > \theta_3,$$
$$t_4 - t_3 = \frac{l_0}{c}[-\beta^2 + 2\alpha(\theta_4 - \theta_3)].$$

De même, quand le plateau aura fait un nouveau quart de tour, on aura

$$t_6 - t_5 = \frac{l_0}{c}[\beta^2 + 2\alpha(\theta_6 - \theta_5)]$$

et, après un autre quart de tour,

$$t_8 - t_7 = \frac{l_0}{c}[-\beta^2 + 2\alpha(\theta_8 - \theta_7)].$$

Il est d'ailleurs évident que, si le mouvement de rotation du plateau est suffisamment lent, on aura approximativement

$$\theta_2 = \theta_3 = \theta_6 = \theta_7,$$
$$\theta_1 = \theta_4,$$
$$\theta_5 = \theta_8,$$
$$\theta_6 - \theta_5 = \theta_1 - \theta_2,$$

(1) Voir *Comptes rendus*, t. 177, 1924, p. 1023.

et, par conséquent,

$$t_2 - t_1 = \frac{l_0}{c}[\quad \beta^2 - 2\alpha(\theta_1 - \theta_2)],$$

$$t_4 - t_3 = \frac{l_0}{c}[-\beta^2 + 2\alpha(\theta_1 - \theta_2)],$$

$$t_6 - t_5 = \frac{l_0}{c}[\quad \beta^2 + 2\alpha(\theta_1 - \theta_2)],$$

$$t_8 - t_7 = \frac{l_0}{c}[-\beta^2 - 2\alpha(\theta_1 - \theta_2)],$$

c'est-à-dire que l'expérience doit donner comme résultat la superposition, à la déviation prévue par la théorie ordinaire, d'un phénomène périodique dans le tour, lequel a été mis en évidence, en 1921, par le professeur Miller.

Si l'on met, par exemple, la déviation sous la forme

$$a \sin\left(2\pi\frac{t}{T} - \varphi\right) + b \sin\left(4\pi\frac{t}{T} - \xi\right),$$

on voit immédiatement que

$$a \sin\varphi = a \cos\varphi = 2\alpha\frac{l_0}{c}(\theta_1 - \theta_2),$$

$$b \sin\xi = -\beta^2\frac{l_0}{c}.$$

Pour que le phénomène périodique dans le tour ait une valeur triple, par exemple, de celle du phénomène attendu, il faut (en remarquant que $\sin\xi$ est égal à l'unité, puisque le phénomène normal s'annule dans la position à $\frac{1}{8}$ de tour) que

$$2\sqrt{2}\,\alpha\frac{l_0}{c}(\theta_1 - \theta_2) = 3\beta^2\frac{l_0}{c}$$

ou, approximativement,

$$\theta_1 - \theta_2 = \frac{\beta^2}{\alpha}.$$

Or, β^2 est de l'ordre de 10^{-8} et α de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6}, de sorte qu'il suffirait d'un écart de température de 0,01 à 0,001° C. pour obtenir une perturbation Miller de cette importance.

Si, d'ailleurs, la source Q se trouve en un autre point de la salle, les résultats obtenus subsistent sous réserve de modifications d'importance secondaire.

Il semble que des écarts aussi faibles de température puissent résulter simplement du fait qu'un des murs de la salle aurait été plus chaud que le

mur d'en face, ou de la présence d'observateurs, dont le corps est nécessairement à une température supérieure à celle du plateau.

D'autre part, des dilatations résultant de différences de température moitié de celles que nous venons d'évaluer annuleraient complètement les différences $(t_2 - t_1)$ et $(t_4 - t_3)$, ou $(t_6 - t_5)$ et $(t_8 - t_7)$. On conçoit dès lors que des écarts de température à peu près impossibles à éviter en raison de leur extrême petitesse aient pu suffire à fausser les résultats de l'expérience, en les rendant dans certains cas trop petits et surtout très variables.

Il semble que le seul moyen d'obtenir des résultats plus précis serait de refaire les essais en employant un plateau constitué en alliage acier-nickel de coefficient de dilatation très faible, tel que l'*invar*; les perturbations thermiques produites sur le plateau de fonte employé par le professeur Miller se trouveraient ainsi réduites au dixième environ de leur valeur. Mais il faudrait annuler le champ magnétique terrestre ou tenir compte de son effet sur le plateau d'invar.

PHYSICO-CHIMIE. — *Sur une propriété remarquable de la dérivée première de la loi de Trouton-de Forcrand et sur la valeur probable de l'entropie électronique*. Note (¹) de M. **Nicolas Perrakis**, transmise par M. Albin Haller.

Il est admis aujourd'hui que l'émission électronique est un phénomène à plusieurs points comparable à celui de la vaporisation.

C'est ainsi que M. Megh Nad Saha (²) assimilant l'émission électronique à la dissociation arrive, en appliquant la loi de Guldberg et Waage, à donner au problème de l'évolution stellaire une orientation permettant la conciliation de faits jusqu'ici tenus comme contradictoires.

J'ai pensé que la loi de Trouton-de Forcrand appliquée à la masse électronique pourrait nous conduire à des résultats de quelque intérêt.

La loi de Trouton revisée par M. R. de Forcrand (³) peut être exprimée par la relation

$$\frac{L}{T} = \Phi[T] = 10{,}1 \log T - 1{,}5 - 0{,}009T + 0{,}0000026T^2, \tag{1}$$

(¹) Séance du 25 août 1924.

(²) Jean Bosler, *Évolution des Étoiles*, p. 30 et suiv.

(³) *Comptes rendus*, t. 156, 1913, p. 1648.

où L et T désignent respectivement la chaleur latente de vaporisation et la température absolue d'ébullition, à la pression atmosphérique.

En différentiant l'équation (1), on obtient

$$\frac{d\Phi[T]}{dT} = \frac{1}{T}\left[\frac{dL}{dT} - \frac{L}{T}\right] = 4,39 \times \frac{1}{T} - 0,009 + 0,0000052\,T;$$

d'où, en multipliant par T,

$$\left[\frac{dL}{dT} - \frac{L}{T}\right] = 4,39 - 0,009\,T + 0,0000052\,T^2.$$

D'autre part, on sait que la quantité $\left[\frac{dL}{dT} - \frac{L}{T}\right]$ est égale à la différence des chaleurs spécifiques le long de la courbe d'équilibre de chacune des deux phases limitées par cette courbe.

On pourra donc écrire, en désignant par m_1 et m_2 ces chaleurs spécifiques et par σ leur différence :

$$(2) \qquad \left[\frac{dL}{dT} - \frac{L}{T}\right] = [m_2 - m_1] = \sigma = 4,39 - 0,009\,T + 0,0000052\,T^2.$$

Ceci posé, imaginons un corps de poids atomique *rigoureusement* égal à l'unité dont le point d'ébullition soit voisin du zéro absolu et appliquons à ce corps hypothétique l'équation (2).

Il en résulte

$$\lim\left[\frac{dL}{dT} - \frac{L}{T}\right] = \lim[m_2 - m_1] = |\sigma| = 4,39.$$

Opérant *à pression constante*, nous pouvons considérer la quantité $|\sigma|$ comme étant la capacité calorifique à pression constante de ce corps hypothétique et écrire

$$|\sigma|_p = 4,39.$$

Supposons que ce corps hypothétique peut être rangé parmi les gaz monoatomiques, nous aurons sa capacité calorifique à volume constant en divisant 4,39 par γ, rapport des chaleurs spécifiques qui, dans le cas des gaz monoatomiques, est égal à 1,65 environ.

D'où

$$|\sigma|_v = \frac{|\sigma|_p}{1,65} = \frac{4,39}{1,65} = 2,66 \neq \frac{3}{2}R \neq 2,98\,\frac{\text{cal}}{\text{degré}}.$$

Nous voyons que la concordance est satisfaisante.

Il semble donc que la chaleur spécifique des gaz monoatomiques soit la quantité de chaleur limite vers laquelle tendent celles de tous les gaz,

lorsque la température décroît progressivement jusqu'à se rapprocher du zéro absolu.

Ce calcul vient confirmer une induction intéressante de M. J. Perrin. En effet, ce savant s'exprime ainsi dans son livre *Les Atomes* (p. 106) «... et il semble en définitive probable qu'à température suffisamment basse tous les gaz prennent la chaleur spécifique 3 des gaz monoatomiques, ... »

Cette déduction explique, d'autre part, ce fait que la chaleur moléculaire à volume constant d'un gaz monoatomique est *indépendante de la température*.

Ceci établi, nous aurons la chaleur spécifique à volume constant *de l'atome vrai* de ce corps hypothétique, en admettant que la loi d'Avogadro s'y applique encore, en divisant la quantité $|\sigma|_v = 2,66$ $\left(\text{sensiblement égale à } \frac{3}{2}\text{R}\right)$ par le nombre d'Avogadro $N = 60.10^{22}$.

Il en résulte

$$\frac{|\sigma|_v}{N} = \frac{2,66}{60.10^{22}} = 4,43 \times 10^{-24} \frac{\text{cal}}{\text{degré}}.$$

Il est intéressant de signaler que nous retrouvons les résultats de M. D. Berthelot (¹) à partir d'un point d'appui *totalement* différent.

La chaleur spécifique ayant les mêmes dimensions que l'entropie, on pourra considérer la constante $4,43 \times 10^{-24} \frac{\text{cal}}{\text{degré}}$ comme étant l'atome d'entropie que nous appellerons *thermique*, avec M Berthelot, afin de le distinguer de son atome d'entropie radiante.

Si nous convenons d'assimiler l'émission électronique à la vaporisation, il faudra calculer l'entropie thermique relative à *l'électron*, à partir de la quantité $|\sigma|_p = 4,39$, valeur de la chaleur spécifique à pression constante de la matière au voisinage du zéro absolu et, *par extension, valeur limite du quotient de Trouton*.

Nous aurons, en désignant par μ la masse de l'électron qui est toujours, *quelle que soit la matière dont il provient*, 1800 fois plus petite que celle de l'atome unité :

$$\frac{|\sigma|_p}{\mu.N} = \frac{4,39}{1800 \times 60 \times 10^{22}} = 4,07 \times 10^{-27} \frac{\text{cal}}{\text{degré}} = C_j.$$

(¹) Daniel Berthelot, *Sur l'aspect chimique de la théorie des quanta et la thermodynamique des réactions photochimiques* (*Bull. Soc. chim.*, t. 35, mars 1924, p. 241).

Nous sommes arrivés par conséquent à *la plus petite quantité d'entropie thermique possible*. Je proposerai pour la constante C_j, valeur de l'entropie électronique, le nom de *constante thermo-électronique*.

Cette généralisation faite, on pourrait écrire, en désignant par λ la chaleur de vaporisation de l'électron,

$$\frac{\lambda}{T} = C_j = 4,07 \times 10^{-27}.$$

CHIMIE PHYSIQUE. — *Révision de la compressibilité de l'oxyde de méthyle et poids moléculaire de ce gaz*. Note de M. T. Batuecas, présentée par M. Daniel Berthelot.

Écart à la loi d'Avogadro. — De même que dans nos recherches précédentes le facteur $1 + \lambda$ du gaz oxyde de méthyle a été déterminé par la mesure directe de la compressibilité. L'appareil employé est du même type que celui construit à Genève (¹) en 1921, sauf quelques variantes, dont la plus importante est l'emploi de cinq ampoules au lieu de trois; ceci nous a permis non seulement de connaître beaucoup mieux l'allure de la courbe des compressibilités, mais aussi de pousser un peu plus loin dans le domaine des pressions faibles.

Les cinq ampoules, en verre épais, sont de forme sphérique, et non plus cylindrique et disposées sur une même ligne verticale; elles sont reliées entre elles par des tubes capillaires d'une longueur de 5^{cm} environ, et reliées aussi à la branche courte du baromètre-manomètre au moyen du même tube capillaire, long de 60^{cm} environ. Voici les volumes des cinq ampoules (²), déterminés par des calibrages au mercure à 0°, toutes corrections faites :

Numéro de l'ampoule	1.	2.	3.	4.	5.
Volume en centimètres cubes	66,367	33,785	31,962	75,606	72,147

Le baromètre-manomètre à deux branches (du même diamètre intérieur, calibré au mercure, $d = 15^{mm},7$) est également du type précédemment employé; la branche courte porte aussi une pointe de repère, de façon à laisser à la masse gazeuse en expérience un volume exactement connu. Le volume de l'*espace nuisible*, également calibré au mercure, est de $2^{cm^3},613$.

(¹) Voir Ph.-A. Guye et T. Batuecas, *J. Ch. phys.*, t. 21, 1923, p. 308.

(²) Ces volumes ont été choisis de façon à avoir les pressions de 1, $\frac{2}{3}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$ et $\frac{1}{4}$ atm environ.

Les mesures de pression ont été faites à l'aide d'un cathétomètre et d'un mètre étalon (tous deux étant d'excellents instruments construits par la « Société Génevoise »); les pressions ont été lues à $\pm 0^{mm},01$ près.

Finalement, une canalisation (toute en verre soudé et comportant deux tubes à pentoxyde de phosphore) relie l'appareil des compressibilités à ceux destinés à faire le vide, soit une pompe à mercure, type Sprengel, manœuvrée à la main et une pompe de diffusion à vapeur de mercure. Enfin, au moyen d'un joint plat, en verre rodé, et d'une pince de serrage, on peut fixer à l'appareil le ballon *N*-3; celui-ci étant plein d'oxyde de méthyle, dont la pureté avait été contrôlée au préalable par une mesure de densité, on peut rincer et remplir l'appareil avec du gaz tout à fait pur.

On opère à la température de la glace fondante et dans le moins de temps possible, ceci étant essentiel pour la réussite des expériences.

Pour les détails opératoires, la conduite d'une expérience et les calculs, nous renvoyons au travail plus étendu qui paraîtra sous peu et surtout au Mémoire, déjà cité, relatif aux gaz oxygène, hydrogène et anhydride carbonique. Remarquons seulement que pour représenter nos résultats on a utilisé la formule $(pv) = a - bp$ et que pour le calcul du facteur $1 + \lambda$ on a procédé à des extrapolations linéaires pour chaque paire de pressions, comme lors de nos recherches précédentes.

Nous allons donner les résultats des six séries ou remplissage. Sauf la dernière série, toutes les autres ont été faites avec de l'oxyde de méthyle préparé par l'action de l'acide sulfurique concentré sur l'alcool méthylique. Voici les résultats du premier remplissage :

p.	v.	pv.	$1+\lambda$.
716,57	68,889	49363,8	
			1,0271
484,47	102,735	49772,0	
			1,0242
370,51	134,636	49883,9	
			1,0228
238,09	210,303	50071,7	
			1,0210
177,42	282,380	50099,9	

Les cinq remplissages suivants, dont on trouvera le détail dans le Mémoire complet, ont été faits entre des pressions qui ont varié de 768^{mm} environ à 185^{mm} environ. Ils donnent des successions analogues pour les valeurs de $1 + \lambda$.

2e remplissage..............	1,0275	1,0255	1,0231	1,0222
3e »	1,0271	1,0240	1,0233	1,0223
4e »	1,0264	1,0253	1,0244	1,0220
5e »	1,0264	1,0260	1,0230	1,0226
6e »	1,0273	1,0256	1,0231	,0225

Le premier fait à relever est que, de même que dans nos recherches précédentes sur l'oxyde de méthyle, *la compressibilité, ou, ce qui revient au même, le facteur* $1+\lambda$, *diminuent d'une façon caractéristique quand la pression baisse*. Cette diminution est plus accentuée dans le cas actuel que lors de nos premières recherches.

Un autre fait à signaler tout particulièrement, est que si l'on prend pour le facteur $1+\lambda$ la moyenne des valeurs obtenues par extrapolation linéaire de l'intervalle correspondant aux deux pressions élevées (soit de 1 et $\frac{2}{3}$ atm. environ dans notre cas) on obtient pour l'écart à la loi d'Avogadro du gaz oxyde de méthyle la valeur

$$1+\lambda=1,0270.$$

A l'aide de cette valeur et de celle que nous avons trouvée pour le poids du litre normal du même gaz ([1]), on calcule pour le poids moléculaire de l'oxyde de méthyle la valeur

$$M=\frac{22,414\times 2,1097}{1,0270}=46,044,$$

d'où, en retranchant $O=16$ et $6H=6,046$, on obtient pour le poids atomique du carbone la valeur

$$C=11,999,$$

en parfait accord avec les meilleures déterminations physico-chimiques modernes. Ce résultat prouverait, à notre avis, que comme il a été dit depuis longtemps par M. D. Berthelot, la loi des densités limites est rigoureusement applicable dans tous les cas, pourvu qu'on tienne compte de la variation de la compressibilité avec la pression.

Les considérations suivantes montrent que c'est bien la valeur obtenue entre 1 et $\frac{2}{3}$ atm. qu'il convient de retenir ici. Sans vouloir hasarder d'explication définitive en l'absence d'expériences tout à fait concluantes, il nous semble que l'allure typique de la courbe des compressibilités pour un gaz aussi facilement condensable que l'oxyde de méthyle s'explique par l'adsorption du gaz par la surface du verre. Nous indiquerons simplement à ce propos que, lorsqu'on a changé d'appareil, les valeurs obtenues pour $1+\lambda$ ont varié, et encore le fait très remarquable que, en opérant par la méthode du ballon, M. G. Baume en 1908 a trouvé pour $1+\lambda$ une valeur qui se rapproche beaucoup de celle que nous venons de déterminer. Or la surface interne des ballons étant toujours la même, les actions qu'elle peut produire ne sauraient avoir aucune influence sur les résultats.

([1]) *Comptes rendus*, t. 179, 1924, p. 440.

SISMOLOGIE. — *Sur le mouvement microséismique à Strasbourg.* Note de M. J. Lacoste.

On sait que les séismographes enregistrent en permanence un faible mouvement du sol appelé *agitation microséismique*. La cause de cette agitation a donné lieu à d'importants travaux qui, malgré leur nombre, n'ont pas encore fait le jour complet sur l'origine d'un tel mouvement.

J'ai essayé d'utiliser, pour cette étude, les variations de l'amplitude moyenne mensuelle du mouvement microséismique enregistré à Strasbourg pendant les années 1920, 1921, 1922. Portant en ordonnées ces amplitudes moyennes mensuelles, exprimées en *microns*, on obtient ainsi la courbe I (*fig.* 1).

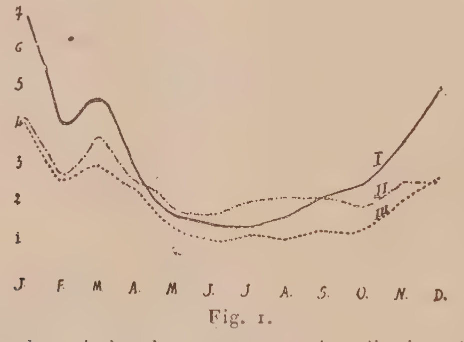


Fig. 1.

I. Courbe de variation du mouvement microséismique (1920-21-22).
II. — de ΔH.
III. — de ΔH × ΔV.

L'allure de cette courbe met en évidence le fait bien connu que le mouvement microséismique est bien plus important en hiver que pendant les autres saisons.

J'ai eu l'idée de comparer ces variations, et pour le même temps avec *la variabilité interdiurne moyenne mensuelle* de la pression atmosphérique (ΔH en millimètres). Cette variabilité moyenne pendant un mois quelconque est la moyenne des variabilités pendant les différents jours de ce mois. Portant en ordonnées ces variabilités, on est frappé du fait que la courbe ainsi obtenue, courbe II (*fig.* 1), présente une certaine similitude avec la courbe I.

On est ainsi amené à penser qu'il existe une certaine relation avec *la variabilité de la pression atmosphérique* et l'amplitude du mouvement microséismique.

Toutefois, certaines dissemblances entre les deux courbes, pour les mois d'été et d'automne, m'ont conduit à calculer aussi *la variabilité interdiurne moyenne mensuelle* de la vitesse du vent (ΔV en mètres). Faisant le produit $\Delta H \times \Delta V$ et portant pour chaque mois ce produit en ordonnée, à une certaine échelle, on obtient la courbe III qui présente une *similitude plus accusée* avec celle du mouvement microséismique. On peut donc penser que ce mouvement est en meilleur relation avec les *variabilités* combinées de la pression et de la vitesse du vent.

Afin de pénétrer plus avant dans la question, on peut calculer les *variations interhoraires diurnes*. On obtient ainsi un produit $\Delta H \times \Delta V$ pour chacun des différents mois, et ce produit peut être comparé avec le mouvement microséismique pendant les jours du même mois. J'ai tracé les différentes courbes pour plus de 20 mois et j'ai pu constater encore de *très grandes ressemblances mensuelles entre le produit* $\Delta H \times \Delta V$ *et l'amplitude du mouvement microséismique*.

Ce travail a montré cependant des dissemblances importantes que je tiens à signaler :

1° Au cours de l'hiver, les basses températures, la gelée, le verglas augmentent considérablement le mouvement et celui-ci s'écarte de la valeur du produit $\Delta H \times \Delta V$.

2° Pendant l'été, à la suite d'une grande sécheresse, le même phénomène se produit, mais moins prononcé.

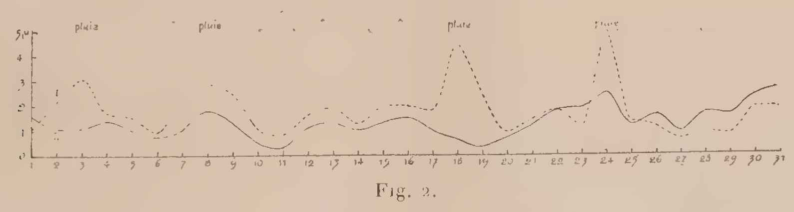


Fig. 2.

Courbe I. — Variations de $\Delta H \times \Delta V$ en juillet 1920.
II. — du mouvement microséismique.

3° Au contraire, la terre détrempée par la pluie semble moins bien transmettre le mouvement et le produit $\Delta H \times \Delta V$ devient alors beaucoup plus grand que le mouvement microséismique. La figure 2 montre ce fait au cours de juillet 1920.

4° On trouve encore d'autres dissemblances qui coïncident souvent avec des variations de périodes du mouvement. Il est certain qu'un grand nombre de facteurs contribuent à l'agitation de la Terre et il est bien difficile de les mettre tous en évidence dans l'état actuel de nos connaissances.

J'ai pu effectuer ces recherches en utilisant les données, publiées en détail, par le Bureau Central séismologique de Strasbourg et je me propose de les étendre aux différentes stations publiant simultanément les observations météorologiques et séismologiques et les variations détaillées de l'amplitude du mouvement microséismique.

PALÉONTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur des fructifications de Ptéridospermées provenant du Westphalien du nord de la France.* Note de M. **Alfred Carpentier**, transmise par M. J. Costantin.

En 1911 et 1913 nous avons eu l'occasion de signaler l'association fréquente de petites graines (g. *Lagenospermum* Nathorst) et de microsporanges (g. *Telangium* Benson) avec le feuillage du *Sphenopteris obtusiloba* Brongniart [1]. De longues recherches poursuivies sur le terrain nous amènent à revenir sur ce sujet, d'autant que le regretté Kidston a contesté l'attribution que nous proposions de ces graines et microsporanges au *Sph. obtusiloba* [2].

Durant ces dernières années on a poussé très loin l'analyse du groupe des *Sphenopteris obtusiloba-trifoliolata-nummularia*. M. Gothan a distingué du *Sph. obtusiloba* Brongt. le *Sph. striata* nov. sp. (= *Sph. obtusiloba* Zeiller in *Flore fossile du Bassin de Valenciennes* [3]).

En juillet dernier nous avons remarqué la présence de schistes très riches en empreintes du *Sph. obtusiloba* Brongt. [4], à la fosse d'Haveluy des Mines d'Anzin (Nord); dans ces mêmes schistes nous avons recueilli de nombreuses petites graines, des cupules et des microsporanges. Les graines sont elliptiques, à testa lisse, mesurent $2^{mm},5$ de largeur maxima et de 5,5 à 6^{mm} de longueur, sont munies de six côtes accentuées et ressemblent bien à celles que N. Arber a décrites sous le nom de *Lagenostoma* (*Lagenospermum*)

---

(1) Cf. *Revue générale de Botanique*, t. 23, 1911, p. 3 et 12; pl. XII, pl. XV, sauf fig. 7; *Mém. Soc. géologique du Nord*, t. 7, 1913, II, p. 377-380, 391-393; pl. IX, fig. 1 et 2; pl. X, fig. 8-12.

(2) R. Kidston, *Fossil plants of the carboniferous rocks of Great Britain* (*Mem. Geological Survey Great Britain*, *Palæontology*, vol. 2, 1923, Part 1, p. 32).

(3) W. Gothan, *Die Oberschlesische Steinkohlenflora*, I (*Abhandl. d. Königlich Preussischen geolog. Lansdesanstalt.* N.F., 1913, Heft 75; S. 24, 25; Taf. 5, fig. 2; Taf. 6, fig. 3).

(4) Cf. Kidston, *op. cit.*, pl. III, fig. 2; pl. IV, fig. 4.

Kidstoni ([1]). Les cupules à six lobes ont une base rétrécie; la surface des lobes est finement striée dans le sens de la longueur et paraît rugueuse par places, aspect dû à la présence probable de paquets fibreux dans l'épaisseur même de la paroi; le sommet des lobes est très aigu. Les microsporanges sont du genre *Telangium* Benson, emend. Nathorst ([2]), réunis en synangiums de 4 à 5 et longs de 2,5 à 3^{mm}.

Nous avons aussi examiné en détail des schistes remarquables par le grand nombre d'empreintes du *Sphenopteris striata* Gothan, sur les déblais de la fosse n° 6 des Mines de Nœux (Pas-de-Calais). Comme en 1912 nous avons retrouvé sur certaines plaques schisteuses le *Sph. striata* et le *Telangium* et sur d'autres surfaces le même *Sphenoteris* et des cupules à six lobes aigus, à surface granulaire, finement striée. Plusieurs graines encore contenues dans leurs cupules montrent un tégument finement et régulièrement ponctué, identique à celui de *Lagenospermum Kidstoni* Arber([3]). Les groupes de microsporanges sont parfois rapprochés en inflorescences denses, comme nous l'avons déjà observé pour le *Telangium* du *Sph. striata*, provenant des Mines de Marles (Pas-de-Calais) ([4]); les rachis de ces inflorescences sont flexueux et identiques à ceux qui portent les folioles stériles; l'épiderme finement strié des microsporanges et des cupules est identique à celui qui revêt les pinnules du *Sph. striata*.

Notre conclusion, après l'étude détaillée d'un abondant matériel, est favorable à l'attribution de certains *Lagenospermum* (*L. Kidstoni*) et *Telangium* au *Sphenopteris striata* Goth., que R. Kidston considérait comme un état spécial de conservation du *Sph. obtusiloba* Brongt ([5]).

Nous signalons également à la fosse d'Haveluy (Nord) des empreintes du *Sphenopteris* (*Crossotheca*) *Schatzlarensis* Stur sp. Les graines ou cupules séminifères de la plante, qui portait ces microsporanges de genre *Crossotheca*, sont jusqu'ici inconnues. Il n'est cependant pas sans intérêt de souligner l'importance de la découverte de Kidston, qui a donné la preuve que les fructifications du genre *Zeilleria* étaient en réalité de petites cupules sémi-

---

([1]) N. Arber, *On some new species of Lagenostoma...* (*Proc. of the Royal Society*, S. B., vol. 27, 1905, p. 247-251; pl. I et pl. II, fig. 1-6).

([2]) A. G. Nathorst, *Nachträge zur Paläozoischen Flora Spitzbergens* (*Zur fossilen Flora der Polarländer*, I, IV Lief., S. 20-21; Stockholm, 1914).

([3]) N. Arber, *op. cit.*, 1905, p. 248; pl. II, fig. 1 et 6.

([4]) *Mém. Soc. géol. du Nord*, t. 7, II; pl. IX, fig. 1 et 2.

([5]) R. Kidston, *loc. cit.*, p. 31.

nifères [1]. Certain *Sphenopteris*, très voisin du *Sph. Schatzlarensis*, trouvé à la fosse n° 8 des mines de Béthune (Pas-de-Calais), a le même port, la même découpure de frondes que le *Sph.* (*Crossotheca*) *Schatzlarensis*; ses fructifications sont du type *Zeilleria* Kidston; cette espèce ou forme est à placer près du *Sph.* (*Zeilleria*) *Frenzli* Stur sp., mais plus robuste dans toutes ses parties [2].

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur les réactions colorées des facteurs liposolubles.* Note de M. **Bezssonoff**, présentée par M. Roux.

En 1921 [3], indiquant une réaction bleue des liquides antiscorbutiques en présence d'un acide phosphomolybdotungstique, j'ai supposé qu'elle était due non au principe C, mais à un dérivé instable dégagé par lui. Cette supposition concorde avec le fait qu'un long chauffage d'un liquide antiscorbutique diminue la réaction colorée alors qu'un court chauffage de 1 à 10° au bain-marie l'intensifie. Il semble que, pendant un tel chauffage, la quantité de dérivé instable formé dépasse celle détruite. Il apparaît que l'intensification d'une réaction colorée de ce type, pendant la destruction d'une vitamine par le chauffage, se manifeste bien plus nettement avec le facteur antirachitique. Comme pour le principe C, le réactif employé est préparé avec l'acide cristallisé dont la pureté [4] a été vérifiée. Avec ce réactif, il semble possible d'identifier le facteur antirachitique à l'aide d'une réaction orange et le facteur A par une réaction bleue. Cette dernière ne peut être confondue avec celle du facteur C insoluble dans les graisses.

On opéra sur de l'huile de foie de morue conservée 2 ans et sur de l'huile fraîche de même provenance, de mêmes odeur et couleur. Diluées au tiers par le benzène, elles furent émulsionnées avec le réactif (12 gouttes pour 3^{cm^3} du mélange). Après séparation des couches huileuses et aqueuses, on constata une forte coloration jaune orange dans l'huile conservée 2 ans; et son absence dans l'huile fraîche. Par contre, la couche aqueuse était bleu violet intense dans l'huile fraîche et à peine grisâtre dans l'huile ancienne. Ensuite, on opéra avec ces mêmes huiles, mais chauffées au préalable en

(1) R. Kidston, *Mém. Musée royal Histoire naturelle Belgique*, t. 4, 1909, p. 45, et *Trans. Royal Soc. Edinburgh*, vol. 50, 1914, Part 1, p. 92.

(2) Cf. *Ann. Soc. géol. du Nord*, 1914, p. 307-308, note 2; pl. IV, fig. 1-5; pl. V, fig. 1.

(3) *Comptes rendus*, t. 173, 1921, p. 916, et *Bull. Soc. chim. Biol.*, t. 4, n° 2, 1922, p. 83.

(4) *Bioch. J.*, t. 17, 1923, p. 420, et t. 18, 1924, p. 384.

tubes à essais (5^{cm^3} d'huile par tube) à 115° au bain d'huile, pendant 4 et 18 heures. De plus, l'huile fraîche fut chauffée 6-7-25 heures. Le chauffage prolongé provoque l'intensification de la coloration jaune et la diminution de la coloration bleue.

Notons que la coloration jaune orange, très stable, est toujours typique; par contre, la réaction bleue n'est caractéristique que dans les dix premières minutes. L'intensité de la coloration de la couche huileuse ne peut être appréciée qu'approximativement, car la nuance de la coloration varie avec le temps de chauffe : rose dans l'huile fraîche chauffée un petit nombre d'heures, grenat, orange et finalement jaune pour des chauffages très prolongés. Ceci est lié à une très faible solubilité du pigment bleu dans la couche huileuse. Les intensités de coloration de la couche huileuse, mesurées sous cette réserve, étaient : huile nouvelle, 25 heures : 150; 18 heures : 100; 7 heures : 25; 5 heures : 14,6; 4 heures : 13,6; huile ancienne : 18 et 5 heures : 100; non chauffée : 52,6. On détermina le temps de chauffe donnant une intensité orange maximum en opérant sur des portions de 5^{cm^3} d'huile nouvelle chauffée dans des beckers de 33^{mm} de diamètre pendant 25, 30, 40, 45 heures, à 115°.

Mesuré immédiatement, le maximum d'intensité correspondait à 30 heures; mesuré 14 heures après, les intensités des 40 et 45 heures sont égales et maximums.

On remarquera que dans les expériences sur rats de Mc Collum (1922), l'huile, chauffée 20 heures à 100° et soumise à un barbotage par l'air, conserve au moins la moitié de sa richesse en facteur antirachitique. L'oxydation par l'air contribue également à intensifier la réaction orange. 5^{cm^3} d'huile chauffée 5 heures en fioles coniques de 50^{cm^3} donnèrent une réaction jaune sept fois plus forte que cette même quantité chauffée en tubes à essais. L'influence de l'air se manifeste aussi à la température ordinaire. On préleva sur deux flacons d'huile de même provenance, l'une fraîche, l'autre conservée un mois, des échantillons qu'on étala sur plaques de Petri. Après 28 jours, on mesura la réaction des quatre échantillons conservés en flacons et sur plaques. Huile en flacon : fraîche, 10; conservée, 13; huile sur plaque : fraîche 13; conservée, 18. Plus nettes encore furent les données communiquées par M. A. Woskresenski. Mesurée immédiatement après l'épreuve au réactif, l'intensité de la coloration orange d'une huile conservée en bouteille est de 1; conservée 7 jours en mince couche, 50. 20 heures après l'épreuve au réactif, les intensités étaient respectivement 45 et 140. Par contre, un traitement à froid de l'huile par le permanganate de potasse diminue l'intensité de la réaction orange.

La grande efficacité antirachitique des jaunes d'œuf fut démontrée par Casparis (1923), Howland (1923). Des jaunes d'œuf frais séchés dans un courant d'air et 4 heures à 115°, puis extraits au benzène, donnèrent avec le réactif une coloration jaune orange très prononcée. Mêmes constatations avec la poudre de jaune d'œuf commerciale. On sait que le beurre est pauvre

en facteurs liposolubles et même qu'il en est souvent dépourvu. 32 échantillons de beurre, presque tous commerciaux, furent extraits au benzène : 20^{g} de beurre pour 20^{cm^3} de benzène. Après un chauffage du beurre à 107°, on put observer dans 10 cas, 24 heures après l'épreuve au réactif, une coloration de la couche graisseuse du mélange (solution benzolique + réactif). Coloration rose faible pour un chauffage de 1 heure et demie à 4 heures et jaune pâle dans 2 cas après 10 heures de chauffe. A une exception près, les mêmes beurres non chauffés donnèrent une coloration bleue immédiate dans la couche aqueuse du mélange. Les réactions colorées les plus intenses furent obtenues avec un beurre pris chez un fermier normand. La réaction colorée de ce beurre n'était environ que 40 fois plus faible que celle de l'huile de foie de morue. Ce beurre étalé en mince couche et conservé 2 jours à 12° C. ne donnait plus de réaction. Enfin, furent éprouvées de la même manière que l'huile de foie de morue, les huiles d'olive, d'arachide et le saindoux, tous dépourvus de facteurs liposolubles. Ils ne donnèrent aucune réaction dans la couche graisseuse; dans la couche aqueuse, une faible coloration bleue immédiate parut seulement dans l'huile d'olive non chauffée.

L'ensemble de ces données paraît indiquer que la réaction orange du mélange (solution benzolique du corps graisseux éprouvé + réactif) correspond à la présence d'un dérivé du principe antirachitique, dérivé qui se forme toujours plus abondamment sous l'influence du chauffage prolongé et de l'oxydation par l'air. Une corrélation entre la réaction de la couche aqueuse et le facteur liposoluble A semble également exister, mais est moins évidente.

PATHOLOGIE ANIMALE. — *Possibilité de la transmission de la loque pernicieuse du couvain des abeilles par les chenilles de la fausse teigne* (Galleria mellonella *L.*). Note de M. F. **Vincens**, présentée par MM. Mangin et E.-L. Bouvier.

La plus grave des maladies des abeilles dont la cause soit connue est la loque pernicieuse, plus généralement connue sous le nom de loque américaine quoiqu'elle se montre à peu près dans tous les pays du monde où les abeilles sont élevées. La cause de cette maladie est une infection microbienne des larves, due au *Bacillus larvæ* White. Les larves mortes se transforment en une masse brune, molle et visqueuse, que les abeilles ne peuvent extraire de la cellule, au fond de laquelle elle se réduit, en se dessé-

chant, en une pellicule brune se confondant avec les débris organiques et l'enveloppe soyeuse laissés par les larves précédentes au moment des mues et de la nymphose. Cette pellicule, qui renferme une multitude de spores du *B. larvæ*, se ramollit plus tard au contact du miel, du pollen humide ou de la bouillie larvaire que les abeilles viennent déposer dans la cellule et qui se trouvent ainsi contaminés. Ainsi s'explique le mode de propagation de la maladie, que ce soit dans la ruche même, par les abeilles nourricières, que ce soit dans une région donnée, grâce au pillage des ruches contaminées par les abeilles de ruches encore saines, que ce soit de région à région, par les apiculteurs eux-mêmes, donnant comme nourriture à leurs abeilles du miel provenant d'une région où sévit la maladie.

En ce qui concerne la propagation sur place, il est probable que l'on doit aussi parfois incriminer les parasites animaux émigrant d'une ruche à l'autre, ainsi que permettent de le supposer quelques observations faites cette année à la Station de recherches apicoles de Cagnes, sur les chenilles de la fausse teigne (*G. mellonella* L.) qui dévorent les vieux rayons à couvain.

C'est un fait connu que les ravages de la fausse teigne succèdent immanquablement à ceux de la loque pernicieuse. Celle-ci réduisant sensiblement la population de la ruche, population qui peut même disparaître entièrement pendant l'hiver, la fausse teigne trouve, pour sa nourriture, d'autant plus de rayons abandonnés que la maladie a sévi davantage. Or on sait que la cire ne constitue pas un aliment suffisant pour les chenilles de *G. mellonella* et que l'élément azoté leur est fourni par les débris organiques laissés au fond des cellules par les larves d'abeilles. Lorsque la loque a sévi dans une ruche, les cadavres desséchés des larves mortes s'ajoutent à ces débris et l'on doit alors se demander ce que deviennent en traversant le tube digestif des chenilles de *Galleria* les innombrables spores de *B. larvæ* qu'elles absorbent en même temps que leur nourriture.

Ces spores se retrouvent si abondamment dans les déjections des chenilles qu'un simple examen microscopique permet d'en déceler la présence. De plus, des cultures de *B. larvæ* peuvent être facilement obtenues en semant ces déjections sur des milieux appropriés (bouillon de larves d'abeilles gélosé et milieu de White, au jaune d'œuf).

D'autre part, des chenilles de *G. mellonella* ont été nourries avec des fragments de rayons choisis dans le couvain contaminé. La mortalité s'est montrée aussi faible chez ces chenilles que chez les témoins nourris avec de vieux rayons non contaminés. De plus, la mortalité a encore été très faible chez des chenilles dans la cavité générale desquelles avaient été injectées

quelques gouttes de solution physiologique renfermant, en suspension, des bacilles ou des spores provenant de cultures pures ou de larves d'abeilles mortes de la maladie.

Les chenilles de *G. mellonella* jouissent donc d'une certaine immunité vis-à-vis du *B. larvæ*. Elles peuvent par suite absorber impunément des cadavres desséchés de larves d'abeilles tuées par ce bacille, dont les spores se retrouvent vivantes dans leurs excréments.

Ces faits n'auraient rien d'inquiétant si les chenilles de *G. mellonella* passaient toute leur existence dans une même ruche. La possibilité de propagation de la loque par cet insecte ne serait alors à envisager que s'il était démontré que des bacilles absorbés par les chenilles peuvent passer vivants dans les œufs ou les déjections des papillons qui en proviennent. Les recherches faites en vue de savoir s'il en est ainsi n'ont encore donné que des résultats insuffisamment précis pour qu'il me soit permis de rien affirmer sur ce point, dans quelque sens que ce soit, mais il n'est pas douteux que des chenilles de la fausse-teigne émigrent d'une ruche à une autre, ainsi que j'ai pu le constater dans les circonstances suivantes :

Des fragments de rayons sur lesquels pullulaient les chenilles de la fausse-teigne avaient été provisoirement placés dans une caisse au milieu d'une grande pièce vide, en attendant des récipients convenables pour l'élevage de ces insectes. Sur le sol de la même pièce, étaient déposées tous les soirs des ruchettes exposées pendant le jour sur le rebord des fenêtres. Or, des chenilles de *G. mellonella* déjà bien développées furent trouvées dans ces ruchettes, sur des rayons qui y avaient été mis intacts quelques jours plus tôt. Des observations faites dans la suite, dans les premières heures de la nuit, me montrèrent de nombreuses chenilles qui émigraient de leur caisse d'élevage vers les ruchettes réparties sur le sol autour d'elle. Il ne s'agissait pas là uniquement de chenilles ayant atteint tout leur développement et cherchant un abri pour subir la nymphose, mais aussi de jeunes chenilles abandonnant des rayons trop peuplés.

En résumé, des observations brièvement exposées ci-dessus il est à retenir :

1° Que les chenilles de *Galleria mellonella* consomment sans danger pour elles les cadavres desséchés des larves d'abeilles tuées par le *Bacillus larvæ*;

2° Que les spores de *B. larvæ* se retrouvent innombrables et vivantes dans les déjections des chenilles de *G. mellonella* ayant consommé des rayons contaminés;

3° Que les chenilles de *G. mellonella* émigrent d'une ruche à l'autre et

qu'elles peuvent ainsi transporter les germes vivants de la « loque pernicieuse » d'une ruche dépeuplée par cette maladie vers les ruches saines voisines.

CHIMIE PHYSIQUE PATHOLOGIQUE. — *Sur quelques variations physico-chimiques du plasma au cours des états spasmophiles chez l'enfant.* Note [1] de MM. E. **Lesné**, **R. Turpin** et **Ch.-O. Guillaumin**, transmise par M. Widal.

On sait que l'équilibre entre les acides et bases du milieu intérieur, représenté par la concentration en ions acides H^+, ou P_H, est une valeur remarquablement fixe chez les organismes supérieurs, cette fixité étant assurée par un système de régulateurs soit physiologiques et extra-sanguins où divers mécanismes entrent en jeu, soit chimiques et tenant à la constitution même du sang; les plus importants de ces derniers, appelés « tampons », sont l'hémoglobine, et les bicarbonates.

D'après les travaux de Ringer, Locke, Jacques Loeb, Hamburger, etc., on sait de plus que certaines propriétés de la cellule vivante sont dépendantes de la concentration dans le milieu intérieur, des divers ions métalliques antagonistes. On a particulièrement étudié la relation entre l'ion calcium et l'excitabilité et la perméabilité cellulaires. Mais si dans des solutions artificielles diluées, on peut confondre l'ion Ca et la totalité du Ca présent, il n'en est plus de même dans le plasma sanguin où le Ca ionisé, cependant seul actif, ne représente qu'environ le cinquième du Ca total.

Or Rona et Takahashi ont constaté sur des solutions salines que le taux des ions $Ca^{\cdot\cdot}$ n'y est pas fonction du Ca total, mais de la concentration en ions H^+ d'une part, et de celle des bicarbonates présents de l'autre, d'après la relation $Ca = K\frac{(H)}{(Co^3 H)}$. Brinkman et Van Dam, en d'élégantes vérifications, ont montré que la formule s'appliquait au plasma sanguin, K prenant la valeur 350.

On conçoit donc pourquoi, dans une étude sur certains états spasmophiles chez le nourrisson ou dans la première enfance, nous avons fait porter nos recherches sur ces divers facteurs, sans nous préocuper du Ca total.

Expérimentalement l'étude du $Ca^{\cdot\cdot}$ ionisé comporte la mesure, sur un échantillon de sang prélevé et examiné entièrement à l'abri de l'air :

---

[1] Séance du 16 juillet 1924.

1° De la concentration en ions H^+ du plasma, effectuée par la méthode chromoscopique de Cullen ; cette concentration a pour valeur, chez l'enfant comme chez l'adulte, à 38°, $P_H = 7,32$ à $7,39$.

2° Du taux des bicarbonates de ce même plasma, obtenu par la technique gazométrique de Van Slyke et qui oscille chez l'enfant (nourrisson ou première enfance) d'après nos recherches, de 48 à 52 volumes de CO^2, à $0°/760^{mm}$, pour 100. On calcule de là le taux du $Ca^{\cdot\cdot}$ ionisé.

Comme l'a indiqué Bigwood [1], ce taux varie chez l'adulte de 22 à 28^{mg} de $Ca^{\cdot\cdot}$ par litre.

Voici les résultats obtenus chez 18 enfants (nourrissons ou première enfance) en état de spasmophilie ou de tétanie.

Dans tous les cas de spasmophilie latente, sans poussée fébrile, nous avons constaté une valeur élevée du P_H oscillant entre 7,40 et 7,50 à 38°. Pour l'ensemble de ces enfants, le taux moyen du calcium ionisé du plasma est de $20^{mg},7$ par litre, chiffre correspondant aux valeurs moyennes des P_H (7,44) et du CO^2 combiné ($54^{vol},5$ pour 100), démontrant que dans la spasmophilie il y a de l'*alcalose*.

Plus démonstrative apparaît cette étude dans les accès de tétanie, déclenchés par une cause intercurrente. Chaque fois nous avons noté un parallélisme complet entre les manifestations cliniques et les modifications physico-chimiques du plasma. Entre autres, dans un accès de tétanie déclenché par une rougeole, encore à sa période d'incubation, le P_H à 38°, la teneur en bicarbonates du plasma vrai, et le taux du calcium ionisé s'exprimaient par les chiffres : 7,53 ; 46,9 ; 19,7.

Durant la convalescence l'accès de tétanie disparu, ces valeurs étaient redevenues normales.

L'étude des mêmes caractères physico-chimiques du plasma, au cours de différents états pathologiques, nous a permis de constater que l'équilibre acides-bases et le calcium ionisé étaient normaux, ou même traduisaient une certaine acidose, au cours des réactions convulsives de méningopathies syphilitique ou méningococcique.

Dans l'ensemble, dans la spasmophilie latente, apyrétique, la valeur du P_H est élevée, celle du calcium ionisé faible, et il n'existe pas de parallélisme entre le P_H du plasma et sa teneur en bicarbonates (du plasma vrai).

Les modifications physico-chimiques de la spasmophilie sont encore plus précises au cours des accès de tétanie, déclenchés par une cause inter-

(1) *Bull. Soc. Chim. biol.*, t. 6, 1924, p. 118.

currente : les manifestations cliniques varient alors parallèlement aux modifications plasmatiques.

Ces constatations analogues dans l'ensemble à celles qu'exposait récemment Bigwood, pour l'épilepsie, permettent de ranger la spasmophilie latente et la tétanie dans le groupe des états pathologiques, s'accompagnant d'une modification de l'équilibre acides-bases, dans le sens de l'*alcalose*, par rupture de la régulation neutralisatrice.

CYTOLOGIE. — *Essais microchimiques sur les granulations des leucocytes éosinophiles de l'homme.* Note (1) de M. MARC ROMIEU, présentée par M. Widal.

La composition chimique des granulations des leucocytes éosinophiles de l'homme est encore mal connue et les résultats des auteurs, portant le plus souvent sur d'autres mammifères ou sur les vertébrés inférieurs, sont parfois contradictoires, en particulier en ce qui concerne la présence du phosphore et du fer.

La nature protéique des granulations éosinophiles soupçonnée par Ehrlich, semble aujourd'hui probable si l'on se base sur les données de l'histologie comparée. Sans tenir compte de l'observation de Weiss qui a employé la réaction de Reichl, qu'on sait n'être pas absolument caractéristique des albuminoïdes, on peut citer celle de Siawcillo (2) qui, sur les granulations oxyphiles de la raie, a obtenu la réaction xanthoprotéique et celle de Millon. Mais ce sont surtout les résultats de Petry (3) et de Marcel Prenant (4) qui doivent être retenus, ces auteurs ayant pu, sur les granulations éosinophiles du cheval isolées par un moyen élégant, obtenir *in vitro* plusieurs réactions des substances protéiques.

Toutefois leurs conclusions diffèrent sur la présence du phosphore qui serait absent pour le premier auteur et au contraire existerait sous une forme organique pour le deuxième.

A cause de cette incertitude il nous a paru intéressant d'appliquer aux leucocytes éosinophiles de l'homme quelques réactions microchimiques.

---

(1) Séance du 16 juillet 1924.

(2) SIAWCILLO, *Ann. Inst. Pasteur*, t. 9, 1895, p. 289.

(3) PETRY, *Wien. Klin. Wochenschr.*, 1908, et *Biochem. Zeisch.*, t. 38, 1922, p. 98.

(4) M. PRENANT, *Archives de Morph. gén. et exp.*, fasc. 5, 1922, p. 129-136, et *Thèses Sciences*, Paris.

Nous nous sommes servi comme matériel d'étude de frottis obtenus avec la sérosité des bulles de la dermatose de Duhring, très riche en éosinophiles et aussi, comme nous l'avons montré [1], en cristaux de Charcot. Nous avons utilisé également des coupes d'un polype nasopharyngien où les éosinophiles étaient très abondants.

En ce qui concerne le phosphore nous avons employé la réaction nitromolybdique de Macallum. Les frottis et les coupes furent traités pendant 24 heures par le réactif nitromolybdique, puis lavés à l'eau distillée et plongés pendant quelques minutes dans la solution réductrice. Nous avons pu obtenir, de cette façon, une coloration élective des granulations éosinophiles sans coloration des noyaux. Un démasquage assez prolongé étant nécessaire, il semble logique d'en conclure que le phosphore existe dans cette granulation sous une forme organique, ce qui confirme par une autre méthode et sur un autre objet les résultats obtenus par Marcel Prenant [2] sur les éosinophiles du cheval et ceux de Sherrington [3] sur les éosinophiles du chat et du lapin. Mais ce dernier auteur avait utilisé la méthode de Lilienfeld et Monti, critiquée à juste titre par des chimistes comme Heine, Maillard, Bensley et Arcangeli.

A en juger par la coloration obtenue dans des conditions identiques, la richesse en phosphore des granulations éosinophiles nous a paru notablement plus grande que celle du stroma des hématies, ce qui est peu compatible avec la conception de Weidenreich sur l'origine des granulations éosinophiles.

De plus, le phosphore étant décelable dans la granulation éosinophile avant de l'être dans les noyaux, on peut admettre qu'il se trouve dans cette granulation moins fortement combiné que dans les nucléoprotéides. Ayant pu obtenir la réaction xanthoprotéique et celle de Millon, il nous paraît vraisemblable de conclure que les granulations éosinophiles de l'homme sont formées d'une albumine phosphorée comparable à la vitelline.

Pour le fer, les résultats des auteurs sont contradictoires. Les uns, comme Freiberg, Barker, Przewosky, auraient pu le déceler par les méthodes microchimiques; d'autres, comme Askanazy, Jolly, n'auraient pu y parvenir.

Nous avons utilisé la méthode au sulfhydrate d'ammoniaque selon la

---

(1) Romieu, *C. R. Soc. de Biologie*, t. 89, 1923, p. 1192.

(2) Prenant, *loc. cit.*

(3) Sherrington, *Proc. Roy. Soc. London*, t. 55, 1904, p. 224.

technique de Macallum, la méthode du bleu de Prusse telle qu'elle a été réglée par A. Prenant et Aswadourova, ainsi que celle à l'hématoxyline.

La première nous a donné un résultat négatif, même après 15 jours dans l'étuve à 52°. Malgré l'emploi des méthodes de démasquage les plus énergiques, la deuxième ne nous a rien donné non plus. Il en a été de même de la troisième. Le résultat de Barker [1] nous paraît discutable. Nous avons pu en effet obtenir par le sulfhydrate d'ammoniaque la teinte gris jaunâtre dont parle cet auteur, mais nous avons remarqué qu'elle disparaît par un lavage à l'eau. Nous la considérons comme due à un dépôt de soufre d'une grande finesse au contact des granulations. Nous pouvons conclure de ces résultats négatifs que le fer ne peut être décelé par les méthodes microchimiques dans la granulation éosinophile de l'homme, mais qu'il y existe peut-être sous une forme masquée comme peuvent le faire penser les résultats de Petry et de M. Prenant.

Nos essais nous ont permis de reconnaître la présence du phosphore dans les cristaux de Charcot, fréquemment en relation avec les éosinophiles [2] et dont la composition chimique est encore hypothétique et n'a été déduite par Poehl que de considérations cristallographiques.

Nous pouvons donc conclure des faits relatés ci-dessus que les granulations éosinophiles de l'homme contiennent du phosphore et donnent les réactions des substances protéiques. Elles seraient formées d'une albumine phosphorée plutôt que d'une nucléo-albumine. Le phosphore semble y être plus abondant que dans le stroma des hématies. Le fer ne peut y être décelé par les méthodes microchimiques. Enfin, le phosphore entre dans la constitution des cristaux de Charcot dont la nature chimique est encore discutée.

La séance est levée à 15h30m.

E. P.

---

(1) Barker, *John Hopkins Hosp. Bull.*, t. 5, 1894, p. 75.
(2) Romieu, *loc. cit.*

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

PUBLICATIONS PÉRIODIQUES REÇUES PENDANT LE DEUXIÈME TRIMESTRE 1924 QUI N'ONT PAS ÉTÉ MENTIONNÉES SUR LA LISTE DU PREMIER TRIMESTRE. (*Suite.*)

Carnegie endowment for international peace (*Division of intercourse and education*). Washington.
Carnegie Institution of Washington (*Publications*). Washington.
Carte photographique du Ciel. Paris, Uccle, San Fernando, etc.
Casopis ceskoslovenske spolecnosti entomologicke. Prague.
Catalogue des écrits académiques suisses. Bâle.
Catalogue des thèses et écrits académiques. Paris.
Census of India 1921. Allahabad, Rangoon, Calcutta, etc.
Chemist and druggist. London.
Collection Payot. Paris.
Comité national d'études sociales et politiques (*Conférences*). Paris.
Compte-rendu des séances du Conseil d'hygiène publique et de salubrité. Paris.
Compte-rendu sommaire des séances de la Société géologique de France. Paris.
Comptes-rendus du Congrès des sociétés savantes de Paris et des départements. Paris.
Conseil supérieur du Travail (*Sessions et publications*). Paris.
Contributions from the Mount Wilson Observatory. Washington.

Écho du Mexique (*L'*). Paris.
Ekonomisk Tidskrift. Stockholm.
Enseignement mathématique (*L'*). Genève.
Études des gîtes minéraux de la France. Paris.

Fennia. Helsingfors.
Field Museum of natural History (*Leaflet*). Chicago.

Geofysiske publikationer. Kristiania.
Geological literature. London.
Geological Survey of Nigeria. London.
Geologische spezialkarte von Baden. Heidelberg.
Glas serpsce cragebsce Academie. Belgrade.
Goeteborgs kungliga vetenskaps och vitterhets Samhaelles handlingar. Goeteborg.
Guaranty news. New-York.

Hespéris. Paris.

Illuminating Engineer. London.
Independent day numbers at the royal Observatory cape of Good Hope. London.
Institut Lannelongue d'hygiène sociale (*Notes et mémoires*). Paris.
Institution of aeronautical engineers (*Minutes of proceedings*). London.
Institution of civil engineers (*Sessional notices*). London.
Institution of mechanical engineers (*Proceedings*). London.
Instructions nautiques. Paris.

Journal de Chimie physique. Paris.
Journal de Mathématiques pures et appliquées. Paris.
Journal des Observateurs. Marseille.
Journal of the american oriental Society. New-Haven.
Journal of the indian mathematical Club. Madras.
Journal of the royal microscopical Society. London.

Koninklijk nederlandsch meteorologisch Instituut. Utrecht.
Kungliga Sjockarteverket Jordmagnetiska publikationer. Stockholm.

Liste des stations de signaux radiotélégraphiques. Paris.
Lux. Paris.

Marche (La) de France. Paris.
Mededeelingen van het algemeen proefstation voor den Landbouw. Batavia.
Mededeelingen van het Instituut voor plantenziekten. Buitenzorg.
Mémoires de l'Académie des sciences, arts et belles-lettres de Dijon. Dijon.
Mémoires de la Faculté des sciences de l'Université de Lithuanie. Kaunas.
Mémoires de la Société de physique et d'histoire naturelle. Genève.
Mémoires de la Société des sciences naturelles du Maroc. Rabat.
Mémoires de la Société des sciences naturelles et archéologiques de la Creuse. Limoges.
Mémoires de la Société helvétique des sciences naturelles. Zurich.
Mémoires de la Société royale de géographie d'Égypte. Le Caire.
Mémoires de la Société vaudoise des sciences naturelles. Lausanne.
Mémoires du Service géologique de l'Indochine. Hanoï.
Mémoires pour servir à l'explication de la Carte géologique détaillée de la France. Paris.
Memoirs of the College of Science. Kyoto.
Memoirs of the geological Survey of India. Calcutta.
Memorias de la Real Sociedad española de historia natural. Madrid.
Memorie del reale Istituto veneto di scienze, lettere ed arti. Venezia.
Memorie della Reale Accademia di scienze, lettere ed arti in Modena. Modena.
Meteorological Observations [*Colonies et Dominions*]. Colombo, Suva, Hongkong, Zomba, etc.
Meteorological Office (*Professional notes*). London.
Michigan public health. Lansing.

Missouri Bureau of Geology and mines. Rolla.
Mitteilungen der geologischen Landesanstalt von Elsass-Lothringen. Strasbourg.
Museum of Zoology (*Miscellaneous publications*). Michigan.

Natuurkundig tijdschrift voor nederlandsch-Indie. S'Gravenhage.
Nautical Almanac. London.
Notas y resumenes. Instituto español de oceanografia. Madrid.
Nouvelles Archives des missions scientifiques et littéraires. Paris.
Nuovo Cimento. Bologne.

Observations météorologiques faites aux fortifications de Saint-Maurice. Genève.
Office central de faunistique. Faune de France. Paris.
Office scientifique et technique des pêches maritimes (*Notes et mémoires*). Paris.
Onderzoekingen gedaan in het laboratorium voor physiologische Scheikunde. Utrecht.
Onderzoekingen gedaan in het physiologisch Laboratorium. Utrecht.

Pharmacia. Tallinn [Reval].
Philosophical Transactions of the Royal Society of London. London.
Princeton University Catalogue. Princeton.
Proceedings of the american Academy of arts and sciences. Boston.
Proceedings of the Birmingham natural history and philosophical Society. Birmingham.
Proceedings of the Cambridge philosophical Society. Cambridge.
Proceedings of the Congress of russian zoologists, anatomists and histologists. Petrograd.

(*A suivre.*)
